

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

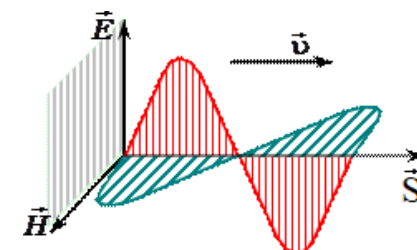
1. Электромагнитная природа света

Основные понятия

В 1865 г. Максвелл создал теорию электромагнитного поля, предсказав существование электромагнитных волн, распространяющихся в пространстве со скоростью света. Это дало основание считать свет одним из видов электромагнитного излучения.

В электромагнитной световой волне колеблются векторы \vec{E} и \vec{H} напряжённостей электрического и магнитного полей соответственно.

При этом \vec{E} перпендикулярен \vec{H} и \vec{E} и \vec{H} перпендикулярны направлению распространения волны \vec{S} , т.е. световые волны поперечны. Действие света на глаз называется колебания электрического вектора, называемого в оптике световым.



Уравнения светового вектора плоской электромагнитной волны записывается:

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kr + \alpha), \quad (1.1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число; λ – длина волны света; ω – циклическая частота колебаний вектора \vec{E} ; t – момент времени наблюдения; r – расстояние от источника волны до точки наблюдения; \vec{E}_m – амплитуда светового вектора; α – начальная фаза источника колебаний (источника света).

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

1. Электромагнитная природа света

Скорость света в вакууме обозначается c , в среде - v . Согласно Максвеллу

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (1.2)$$

Абсолютным показателем преломления среды называется величина, равная отношению

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.3) \quad \text{или} \quad n = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (1.4)$$

где ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость среды; μ - относительная магнитная проницаемость среды.

В соотношении (1.4) отражена связь между оптическими, электрическими и магнитными свойствами среды. Показатель преломления n характеризует оптическую плотность среды и зависит от длины волны света.

Частота колебаний источника света не зависит от среды, в которой распространяется световая волна. Поэтому при переходе световой волны из одной оптической среды в другую частота (или период) колебаний векторов \vec{E} и \vec{H} остается неизменной, но изменяется длина волны.

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

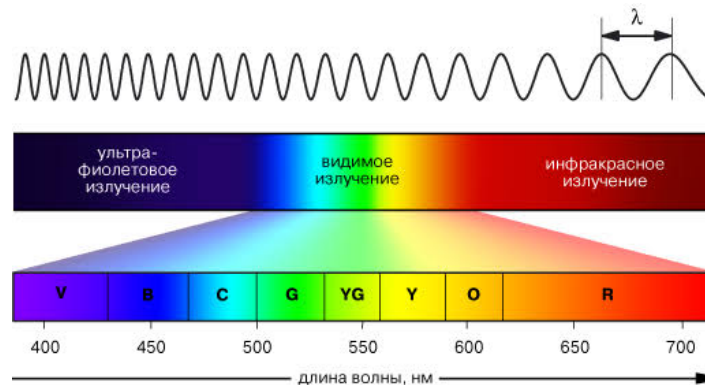
1. Электромагнитная природа света

Если обозначить длину волны света в вакууме λ_0 , в среде - λ , то скорость света в вакууме и среде запишется соответственно:

$$c = \frac{\lambda_0}{T} \text{ и } v = \frac{\lambda}{T},$$

откуда следует отношение $\frac{c}{v} = \frac{\lambda_0}{\lambda}$ или $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$. (1.5)

Длина волн видимого света заключены в пределах: $\lambda_0 = (0,40 \div 0,76) \text{ мкм}$. (1.6)



ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

1. Электромагнитная природа света

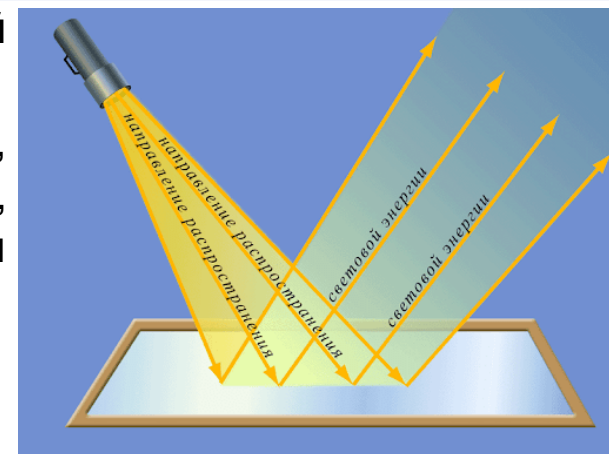
Световая волна переносит энергию. Линия, вдоль которой переносится световая энергия, называется *лучом*.

Точечным источником света называется такой источник, линейные размеры которого значительно меньше расстояний, рассматриваемых в данной задаче, в частности, длина волны изучаемого им света.

Световым потоком через некоторую поверхность S называется количество световой энергии, переносимое через эту поверхность в единицу времени

$$\Phi = \frac{dW}{dt}. \quad (1.7)$$

Плотность потока энергии световой волны называется вектор $\vec{S} = [\vec{E} \vec{H}]$, направленный в сторону распространения волны и численно равный потоку энергии через единичную площадку, помещенную в данной точке перпендикулярно направлению распространения энергии (лучу).



ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

2. Интерференция световых волн

Всякий реальный источник света представляет собой совокупность огромного количества возбуждаемых атомов, излучающих независимо друг от друга электромагнитные (световые) волны. Каждый атом излучает, примерно 10^{-8} с группу электромагнитных волн (цуг волн) протяженностью около трех метров с некоторой начальной фазой.

Время, за которое случайное изменение фазы волны достигает π , называется *временем когерентности* $\tau_{\text{ког}}$ оно характеризует когерентные свойства волн. Волны, принадлежащие разным цугам, некогерентны.

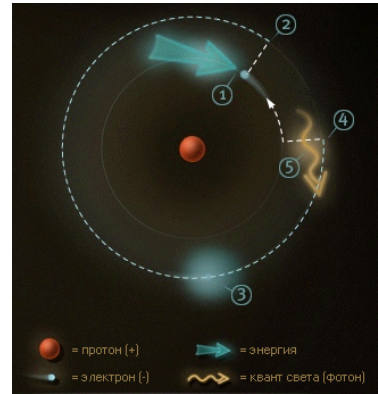
За время когерентности волна в однородной среде проходит путь $l_{\text{ког}} = c \cdot \tau_{\text{ког}}$, называемый *длиной когерентности*.

Световую волну (1.1) можно записать в виде:

$$E = A \cos(\omega t - k \cdot r + \alpha), \quad (2.1)$$

где E – модуль светового вектора в момент времени t ;

A – его амплитудное значение ($A = E_m$ в (1.1)).



ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

2. Интерференция световых волн

Волны, у которых A, ω, α постоянны во времени и пространстве, называются *монохроматическими*.

Чем ближе волна к монохроматической, тем больше время и длина когерентности. Когерентность волн, определяемая степенью их монохроматичности, называется *временной когерентностью*.

Размеры источника также влияют на когерентность излучаемых волн

Радиусом когерентности (или *длиной пространственной когерентности*) называется расстояние между точками источника, между которыми случайное изменение разности фаз достигает π , т.е. радиус когерентности определяет максимальный угловой размер источника, излучающего когерентные волны, и, таким образом, характеризует пространственную когерентность.

Монохроматические волны одной частоты, достигнув некоторой точки пространства, возбуждает в ней гармонические колебания такой же частоты и с постоянной разностью фаз за время, достаточное для наблюдений.

Монохроматический свет – одноцветный свет

каждому цвету соответствует своя длина и частота
волны

760 – 620 нм	620 – 590 нм	590 – 560 нм	560 – 500 нм	500 – 480 нм	480 – 450 нм	450 – 380 нм

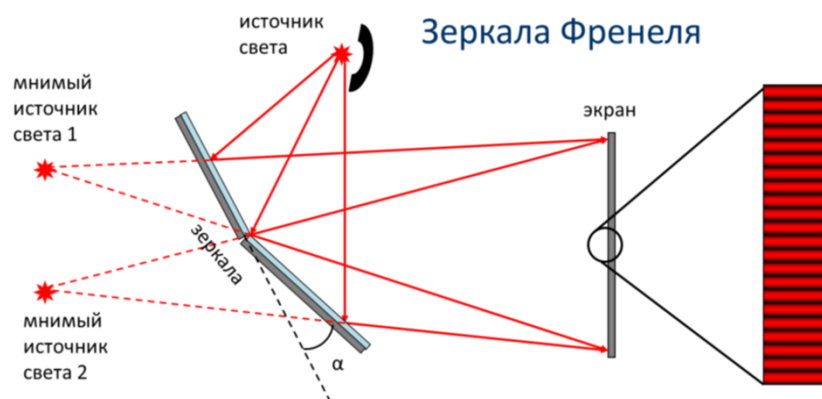
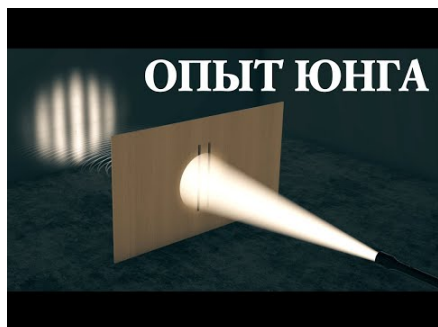
ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

2. Интерференция световых волн

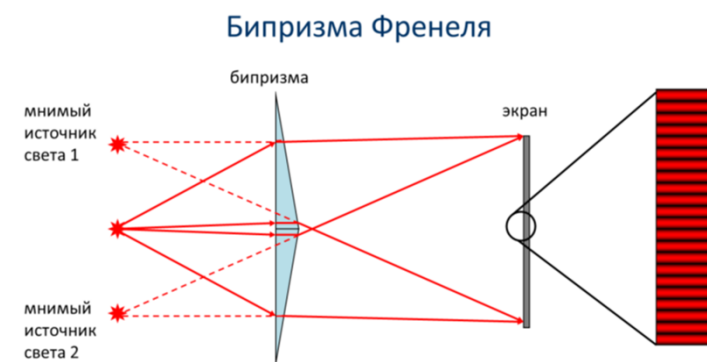
Складывающиеся гармонические колебания одной частоты (периода) с постоянной разностью фаз называются *когерентными колебаниями*. Волны, возбуждавшие когерентные колебания, также называются когерентными. Строго монохроматические волны одной частоты всегда когерентны.

От двух независимых источников света невозможно получить когерентные волны. Однако посредством отражений и преломлений один цуг можно расчленить на два потока, которые могут снова объединиться после прохождения различных путей. Такие волны когерентны, так как принадлежат одному цугу.

Практически это можно сделать с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. Самыми распространенными устройствами являются щели Юнга, зеркала Френеля, бипризма Френеля.



Зеркала Френеля



Бипризма Френеля

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

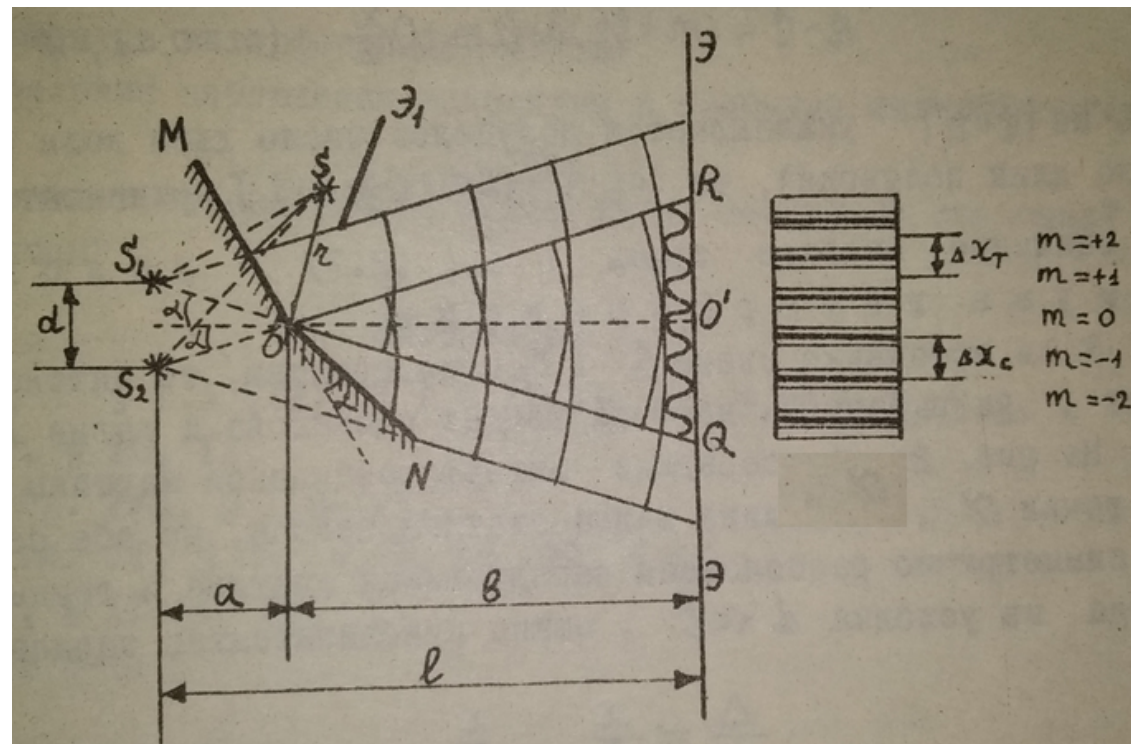
2. Интерференция световых волн

У всех способов общее то, что получается два изображения излучающего центра, испускающие когерентные волны.

На рисунке изображены бизеркала Френеля. В плоских зеркалах M и N , составляющий небольшой угол α , получают мнимые изображения S_1 и S_2 источника света S (узкая светящая щель).

S_1 и S_2 – когерентные источники света, испускают когерентные волны, перекрывающиеся на экране \mathcal{E} в область RQ . Экран \mathcal{E}_1 препятствует световому потоку от источника света S попадать непосредственно на экран \mathcal{E} .

Расстояние d между S_1 и S_2 значительно меньше расстояния l между экраном \mathcal{E} и плоскостью S_1S_2 .

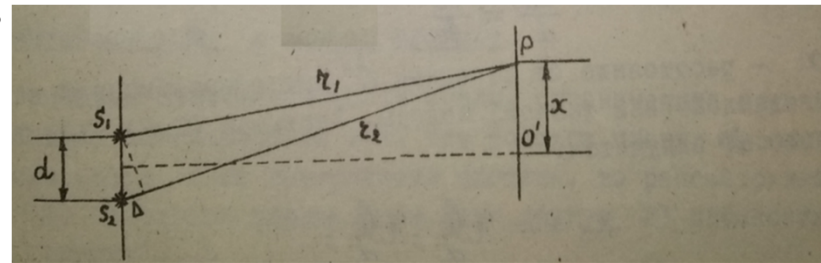


ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

2. Интерференция световых волн

Когерентные волны, испускаемые источниками S_1 и S_2 (смотрим рисунок) проходят различные пути r_1 и r_2 до точки наблюдения P , лежащей на экране \mathcal{E} в области перекрытия волн RQ .

В общем случае пути r_1 и r_2 могут пролегать в различных оптических средах.



Оптической длиной пути световой волны называется величина, равная произведению геометрического пути r волны на показатель преломления n среды, в которой распространяется волна.

Оптической разностью хода Δ лучей называется разность $r_2 n_2 - r_1 n_1$ оптических путей двух волн, распространяющихся в средах с показателями преломления n_2 и n_1 соответственно.

$$\Delta = r_2 n_2 - r_1 n_1 \quad (2.2)$$

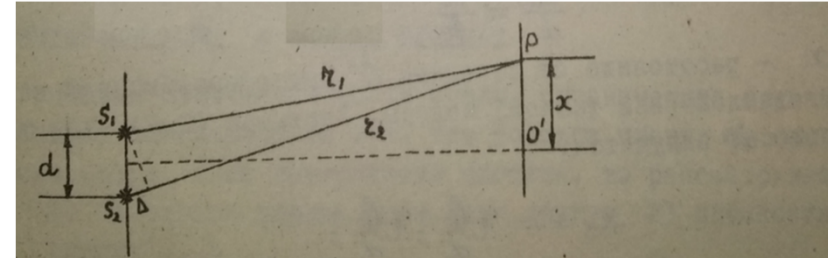
Если обе волны распространяются в воздухе, то приблизительно $n_1 = n_2 = n$ (для воздуха $n=1$) и оптическая разность хода Δ становится равной разности геометрических путей r_1 и r_2 волн.

$$\Delta_{\text{воздух}} = r_2 - r_1 \quad (2.3)$$

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

2. Интерференция световых волн

Каждая волна в точку P вызывает колебание независимо от действия других. Колебания, возбужденные всеми волнами, дошедшими до точки наблюдения, складываясь дают результирующее колебание.



В этом заключается *принцип суперпозиции (наложения) волн*: результат нескольких одновременных воздействий представляет собой сумму результатов, вызванных каждым воздействием в отдельности.

При наложении когерентных волн колебания одного направления, в зависимости от разности фаз волн, в одних точках пространства усиливают, а в других – ослабляют друг друга. При этом средняя энергия результирующего колебания не равна сумме средних энергий слагаемых колебаний и может быть больше или меньше ее, в зависимости от разности фаз. Это явление называется *интерференцией*.

Интерференцией света называется явление наложения когерентных волн, при котором происходит перераспределение светового потока в пространстве с образованием максимумов и минимумов интенсивности.

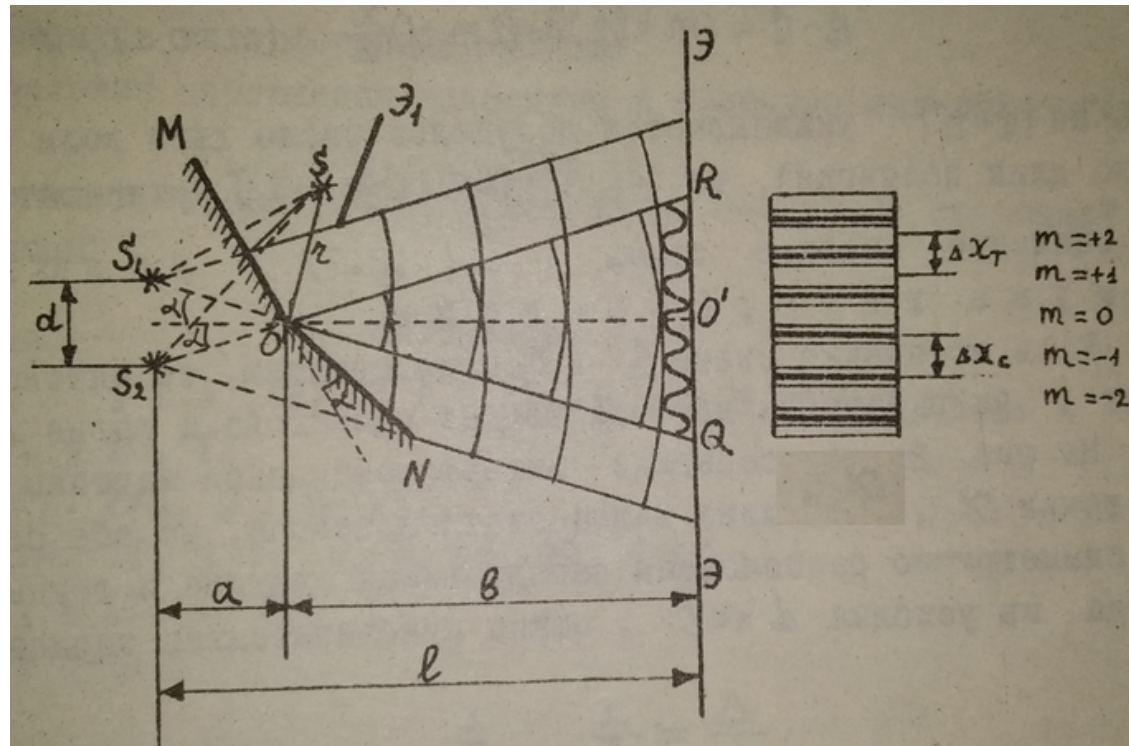
ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

2. Интерференция световых волн

Область, в которой когерентные волны перекрываются, называется полем интерференции (см. рис. – область $RO'Q$).

В поле интерференции наблюдается чередование мест с максимальной и минимальной интенсивностью света (максимум и минимум интерференции).

Если в поле интерференции внести экран \mathcal{E} , то на нем наблюдается интерференционная картина – чередующиеся светлые и темные полосы.



ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

2. Интерференция световых волн

Если волны, исходящие из S_1 и S_2 , вызывают в точке P колебания одного направления с амплитудами A_1 и A_2 , то амплитуда A результирующего колебания определяется:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos k(r_2 - r_1) \quad (2.4)$$

Интенсивность I света пропорциональна квадрату амплитуды A^2 . Поэтому

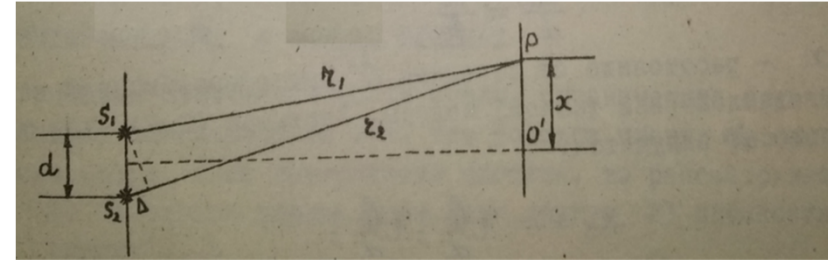
$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2} \cos k(r_2 - r_1) \quad (2.5)$$

Результирующая интенсивность I зависит от величины и знака $\cos k(r_2 - r_1)$, которое определяется разностью хода $r_2 - r_1$. Если

$$r_2 - r_1 = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.6)$$

т.е. на $|r_2 - r_1|$ укладывается целое число длин волн (четное число длин полуволен) то $\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}m\lambda\right) = 1$ и интенсивность I принимает максимальное значение, больше суммы $I_1 + I_2$.

(2.6) – условие максимума интерференции.



2. Интерференция световых волн

Если
$$r_2 - r_1 = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda = (2m + 1)\frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.7)$$

т.е. на $|r_2 - r_1|$ укладывается полуцелое число длин волн (нечетное число длин полуволн), то $\cos \frac{2\pi}{\lambda} (2m + 1) \frac{\lambda}{2} = -1$, I принимает минимальное значение, меньше суммы $I_1 + I_2$.

(2.7) – условие минимума интерференции.

Если источники света S_1 и S_2 некогерентны, то интенсивность света I на экране \mathcal{E} во всех точках одинакова и равна $I_1 + I_2$.

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

2. Интерференция световых волн

На рисунке в середине интерференционной картины ($m = 0$), против точки O' , отчетливо видна светлая полоса, по обе стороны которой симметрично расположены чередующие светлые и темные полосы.

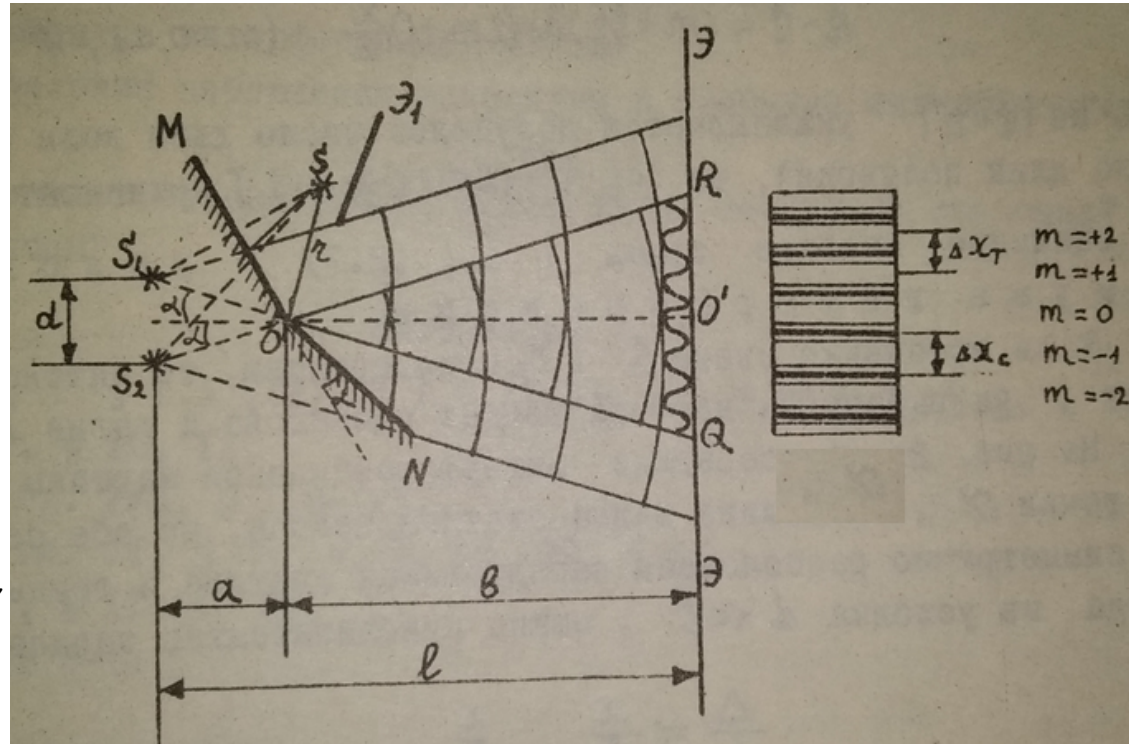
Исходя из условия $d \ll l$, можно приблизительно записать:

$$\frac{\Delta}{d} = \frac{x}{l} \quad (2.8)$$

где x — расстояние от середины O' интерференционной картины до m -й светлой (или темной) полосы.

Учитывая (2.6) для m -й светлой полосы, получается

$$x_c = m\lambda \frac{l}{d}, \quad (2.9)$$



2. Интерференция световых волн

Учитывая (2.7) для m -й темной полос

$$x_T = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \frac{l}{d} \quad (2.10)$$

Расстояние между двумя соседними светлыми полосами представляет собой ширину Δx_T темной полосы, так что

$$\Delta x_T = \lambda \frac{l}{d} \quad (2.11)$$

Можно показать, что расстояние между двумя соседними темных полосами равно ширине светлой полосы Δx_C и выражается такой же формулой.

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

3. Интерференция в тонких пленках

Тонкой пленкой называется часть среды, ограниченная двумя близко расположенными поверхностями так, что толщина пленки d сравнима с длиной волны.

Если поверхности плоские, то рассматривают два случая: 1) плоскости параллельны друг друга; 2) плоскости не параллельны (клины).

В отраженном и проходящем свете вблизи пленки наблюдается интерференционная картина:

мыльные пленки



нефть на воде



поверхность CD, DVD



Местонахождения интерференционной картины зависит от толщины, геометрической формы пленок и от условий освещения.

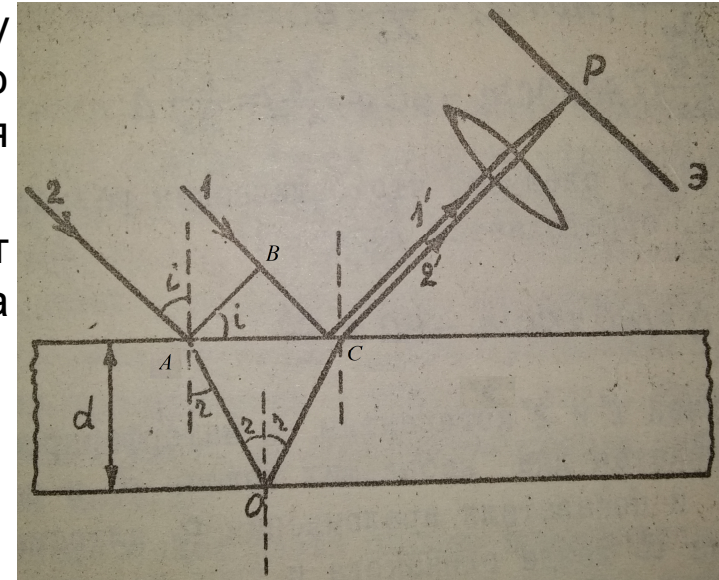
ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

3. Интерференция в тонких пленках

Пусть на тонкую прозрачную, однородную пластинку толщины d с показателем преломления среды $n > 1$, окруженную воздухом ($n_{\text{в}} = 1$) падает параллельный пучок света (плоская световая волна).

Выделим в падающем пучке лучи 1 и 2, которые испытывают на верхней и нижней поверхностях отражение и преломления, а в точке C сходятся, пройдя различные оптические пути.

Волны, распространяющиеся вдоль этих лучей, возбуждают за точкой C колебания с некоторой постоянной разностью фаз δ , обусловленной оптической разностью хода Δ лучей 1 и 2 в точке C .



В точках A и B фронта падающей волны колебания совершаются в одинаковых фазах.

Колебания в точке C , вызванные волной, отраженной от верхней поверхности, отстают по фазе от колебаний в точке B на величину $\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} BC \pm \pi$, где λ_1 — длина волны света в воздухе $\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_{\text{воздух}}} = \lambda_0$, т.к. $n_{\text{воздух}} = 1$; λ_0 — длина волны света той же частоты в вакууме.

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

3. Интерференция в тонких пленках

Учитывая, что $n > n_{\text{воздух}}$, то среда пластины оптически более плотная, чем воздух, и при отражении волны в точке С происходит изменение фазы на π , что равносильно изменению хода на $\lambda_0/2$ и учитывается в δ_1 добавочным слагаемым π .

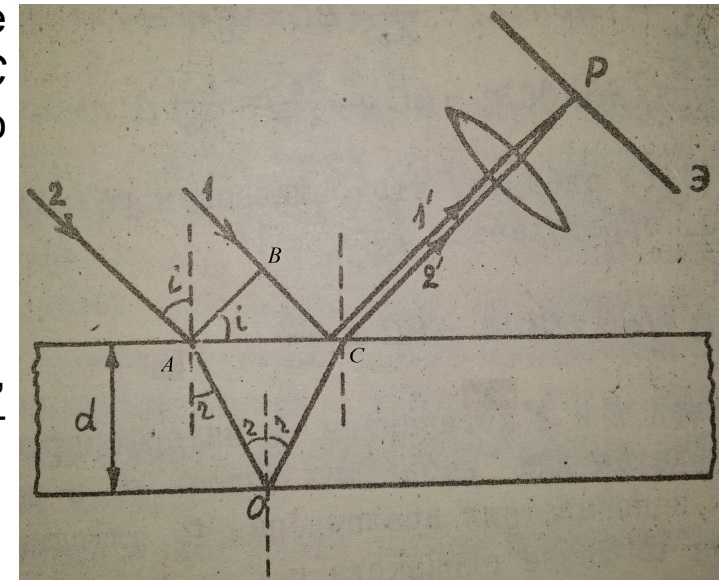
$$\text{Окончательно } \delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(BC \pm \frac{\lambda_0}{2} \right).$$

Аналогично колебания в точке С, вызванные волной, отраженной от нижней поверхности, отстают по фазе от колебаний в точке А на величину $\delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} (AO + OC)$, где $\lambda_2 = \frac{\lambda_0}{n}$ – длина волны света в пластинке.

$$\text{Поэтому } \delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (AO + OC)n.$$

Разность фаз δ колебаний в точке С и вдоль 1', 2' запишется:

$$\delta = \delta_2 - \delta_1 = \frac{2\pi n}{\lambda_0} (AO + OC) - \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(BC \pm \frac{\lambda_0}{2} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[(AO + OC)n - BC \pm \frac{\lambda_0}{2} \right] \Rightarrow$$



ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

3. Интерференция в тонких пленках

$$\delta = \delta_2 - \delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (3.1)$$

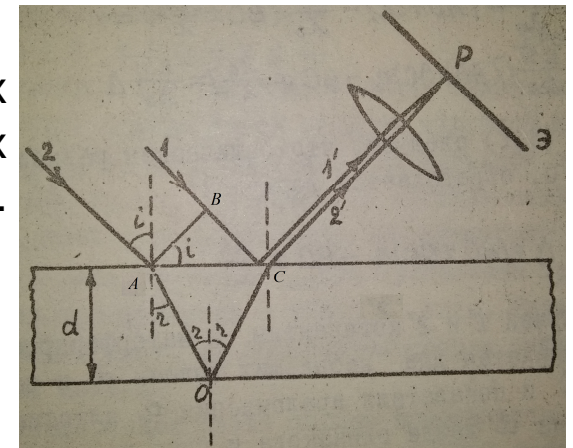
Из выражение (3.1) следует, что оптическая разность хода лучей 1' и 2' в точке С, определяется формулой:

$$\Delta = (AO + OC)n - BC \pm \frac{\lambda_0}{2} \quad (3.2)$$

Волны вдоль лучей 1' и 2' когерентны и интерферируют. Условия когерентности выполняется для небольших толщин d и зависит от угла падения лучей i и от показателя преломления n пластинки.

Так как толщина d везде одинакова и угол падения i для всех лучей один, на экране, поставленном на пути интерферирующих лучей 1' и 2' будет наблюдаться равномерная освещенность. Величина освещённости зависит от угла падения i .

Если поставить на пути отражённых лучей 1' и 2' собирающую линзу, то на экране, помещенной в фокальной плоскости линзы, получится точка Р.

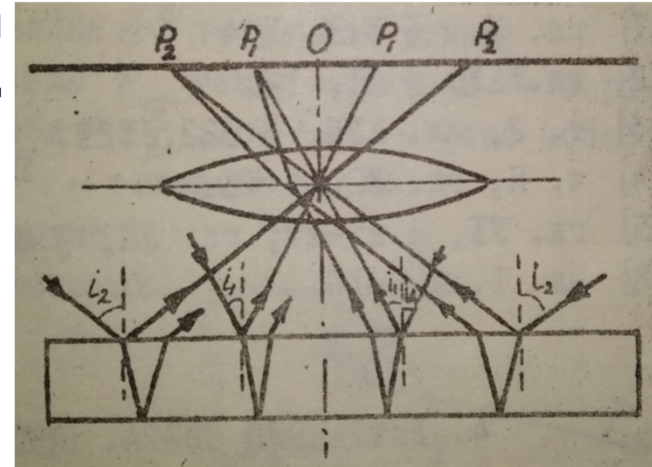


ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

3. Интерференция в тонких пленках

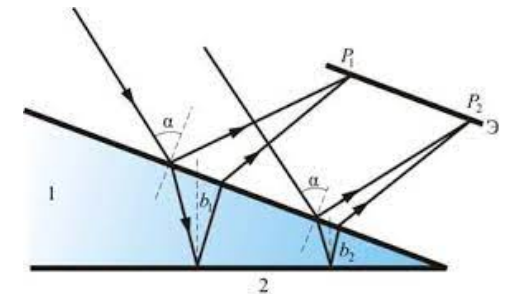
В случае освещения плоскопараллельной пластинки рассеянным монохроматическим светом, лучи, отраженные под одним углом, образуют коническую поверхность, а на экране точки P сливаются в окружность с центром O напротив центра линзы.

Так как рассеянный свет, содержит лучи всевозможных направлений, то на экране возникает система концентрических окружностей с различной степени освещенности в зависимости от Δ - светлых и темных колец (полос).



Каждая полоса обусловлена лучами с одинаковым углом падения (отражения). Поэтому такие полосы называются *полосами равного наклона*, которое в отсутствии линзы локализованы в бесконечность, т.к. интерферирующие лучи параллельны друг другу.

При рассмотрении интерференции на клине можно приближенно пользоваться формулой (3.2). В этом случае лучи 1', 2' отраженные от клина, пересекаются без помощи линзы; интерференционная картина представляет собой систему полос светлых и темных, параллельных ребру клина, и локализована вблизи клина.



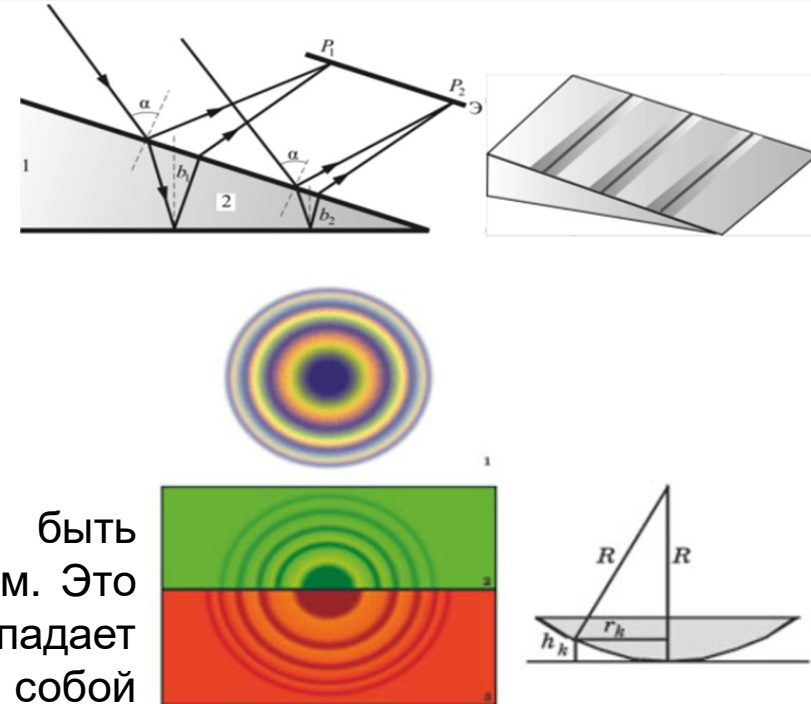
ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

3. Интерференция в тонких пленках

Эти полосы называются *полосами равной толщины*, т.к. (3.2) выполняются для равных толщин одинаково.

Частным случаем линии равной толщины являются кольца Ньютона, которое можно наблюдать на установке, составленной из плоскопараллельной, обычно стеклянной пластинки, с поставленной на нее выпуклой поверхностью плосковыпуклой линзы.

Пространство между линзой и пластинкой может быть заполнена любой прозрачной средой, в частности воздухом. Это пространство и образует клин. Если на пластинку (клин) падает белый свет, то интерференционная картина представляет собой радужные полосы.



ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

3. Интерференция в тонких пленках

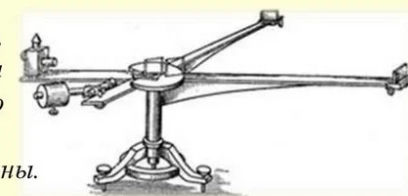
Явление интерференции света широко применяется для измерения длины волны света; для просветления оптики; для прецизионного (точного) измерения размеров; показателей преломления; плоско параллельности тонких пластинок; качество полированной поверхности; коэффициента расширения тел; температура газа; механического напряжения а также для выполнения различных анализов и др.

Приборы с помощью которых производятся эти измерения, называются **интерферометрами**.

Интерферометр Майкельсона



Применяя интерферометр, Майкельсон впервые провел сравнение международного эталона метра с длиной стандартной световой волны.



Общий вид интерферометра, как он изображен в докладе самого Майкельсона

Майкельсон А.А. – американский физик



С помощью интерферометров исследовалось также распространение света в движущихся телах, что привело к фундаментальным изменениям представлений о пространстве и времени.

Конструктивно состоит из светоделительного зеркала, разделяющего входящий луч на два, которые отражаются зеркалом обратно. На полупрозрачном зеркале разделённые лучи вновь направляются в одну сторону, чтобы, смешавшись на экране, образовать интерференционную картину.

3. Интерференция в тонких пленках